

BALANCE ENERGETICO DE LA FULGURACION SOLAR DEL 12 DE NOVIEMBRE DE 1980.

M.G. Rovira^{1,2}, A.M. Hernández^{1,2} y M.E. Machado³

1 CONICET
2 IAFE
3 CNIE

RESUMEN: Estudiamos las características temporales y espaciales de la emisión en rayos X en el rango de energía 3.5-30 keV de la fulguración solar del 12 de noviembre de 1980. Los datos fueron obtenidos por el Hard X-Ray Imaging Spectrometer a bordo del satélite Solar Maximum Mission. Para nuestro análisis utilizamos también datos de otros instrumentos que volaron en el mismo satélite como el Hard-Ray Burst Spectrometer. Del balance de energía entre las distintas regiones del loop deducimos que, en la etapa de liberación primaria de energía en esta fulguración son importantes tanto el proceso de aceleración de partículas como la formación de regiones localizadas a alta temperatura.

INTRODUCCION

Una fulguración de importancia 1B en el rango óptico y de intensidad M 1.4 en rayos X comenzó a observarse en H α alrededor de las 16:59 UT del 12 de noviembre de 1980. Ocurrió cerca del centro del disco, en la región activa NOAA 2779, ubicada en S14 W11.

Fue observada desde Tierra en H α y, también por diversos instrumentos que volaron a bordo del satélite SMM (Solar Maximum Mission) tales como: Hard X-Ray Burst Spectrometer (HXRBS, Orwig et al. 1980), Hard X-Ray Imaging Spectrometer (HXIS, van Beek et al. 1980), X-Ray Polychromator (XRP, Acton et al. 1980) que comprende dos instrumentos: Bent Crystal Spectrometer (BCS) y Flat Crystal Spectrometer (FCS), y el Ultraviolet Spectrometer and Polarimeter (UVSP).

McNeice et al. (1985) presentaron una descripción de las principales características de la fulguración y discusión de los datos considerando dos modelos: arco inestable y flujo emergente.

En este trabajo analizamos las imágenes obtenidas por el HXIS en rayos X en el rango de energía 3.5-30 keV con 8" de resolución. Nuestro principal objetivo es obtener un conjunto de parámetros físicos característicos de las fulguraciones que nos permitan hacer un aporte sobre la importancia relativa de los modelos térmicos y no-térmicos en los procesos de liberación de energía.

OBSERVACIONES EN RAYOS X

La intensidad en rayos X blandos (3.5-5.5 keV) integrada sobre toda la región de la fulguración comenzó a subir rápidamente alrededor de las 16:59:20 TU, alcanzando el máximo a las 17:04:12 TU. Este aumento fue seguido por un rápido de crecimiento describiendo una curva aproximadamente simétrica como se muestra en la Figura 1.

La intensidad en rayos X duros (16-30 keV) detectada por el HEM (High Energy Monitor) presenta dos picos, a las 17:02:18 TU y a las 17:03:15 TU; el último máximo se

encuentra cerca del final del período de crecimiento de los rayos X blandos. Estos dos picos también aparecen en los registros del HXRBS alrededor de la misma hora como se muestra en la Figura 1.

En la Figura 2 se graficó un conjunto de contornos obtenidos de los datos de HXIS con 8" de resolución correspondientes a dos rangos de energías: blandos (3.5-5.5 keV) y duros (16-30 keV). En la figura también aparece la numeración standard de los pixels. De los contornos se puede deducir:

a) En la banda de baja energía el máximo de intensidad está siempre localizado en la región A que corresponde a los pixeles 248 y 249 (Figura 2).

b) Los contornos en rayos X blandos se alargan hacia el N-E hasta incluir la región B (pixel 192).

c) En la banda de rayos X blandos se observa una pronunciada extensión hacia el S de la región más brillante. Desde las 16:58 TU las curvas de luz muestran una emisión hasta aproximadamente 32 a 40" hacia el S. Esto nos sugiere la existencia de una estructura magnética que se extiende hacia esa región.

d) Es de destacar el comportamiento temporal similar en ambas bandas de energía aunque, en el momento del segundo máximo del HEM (17:03:10 TU), aparece un máximo adicional cerca de B en la banda de 16-30 keV.

e) Después del máximo en rayos X blandos, los contornos en rayos X duros se concentran alrededor de la región L (pixeles 209 y 229) que llamaremos loop y que está localizada entre los máximos anteriores.

Los abrigamientos en rayos X duros, H α y OV durante la fase impulsiva coinciden espacial y temporalmente (MacNeice et al. 1985).

Este hecho nos indica una importante deposición de energía en las regiones A y B sugiriendo entonces la existencia de una estructura magnética (L) con extremos en A y B.

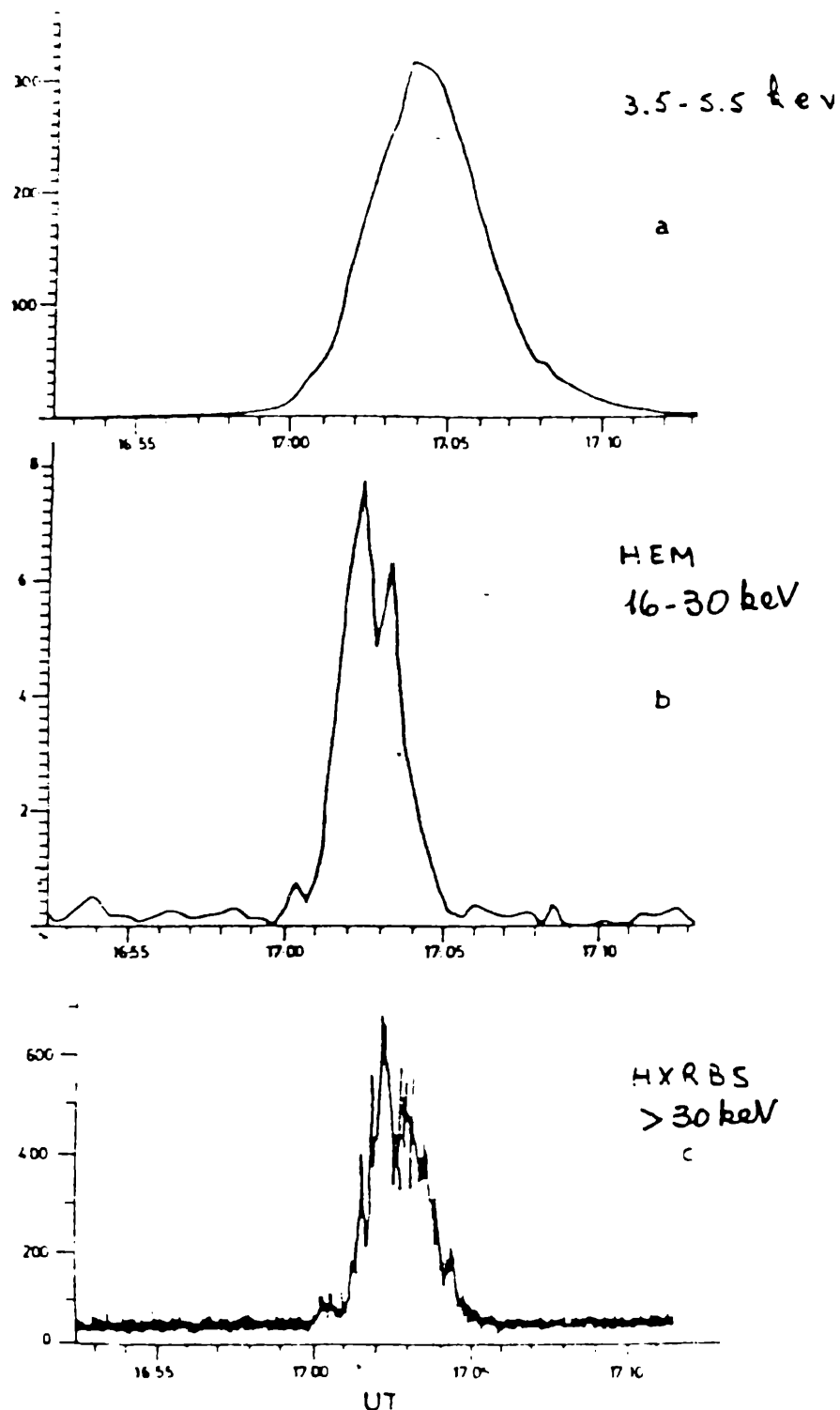


Figura 1: Curvas de luz integradas sobre toda el área de la fulguración: a) campo fino del HXIS en el rango de energía 3.5-8.0 keV; b) rayos X duros (22-30 keV) del High Energy Monitor (HEM) y c) rayos X duros (29-508 keV) observados por el HXRBS.

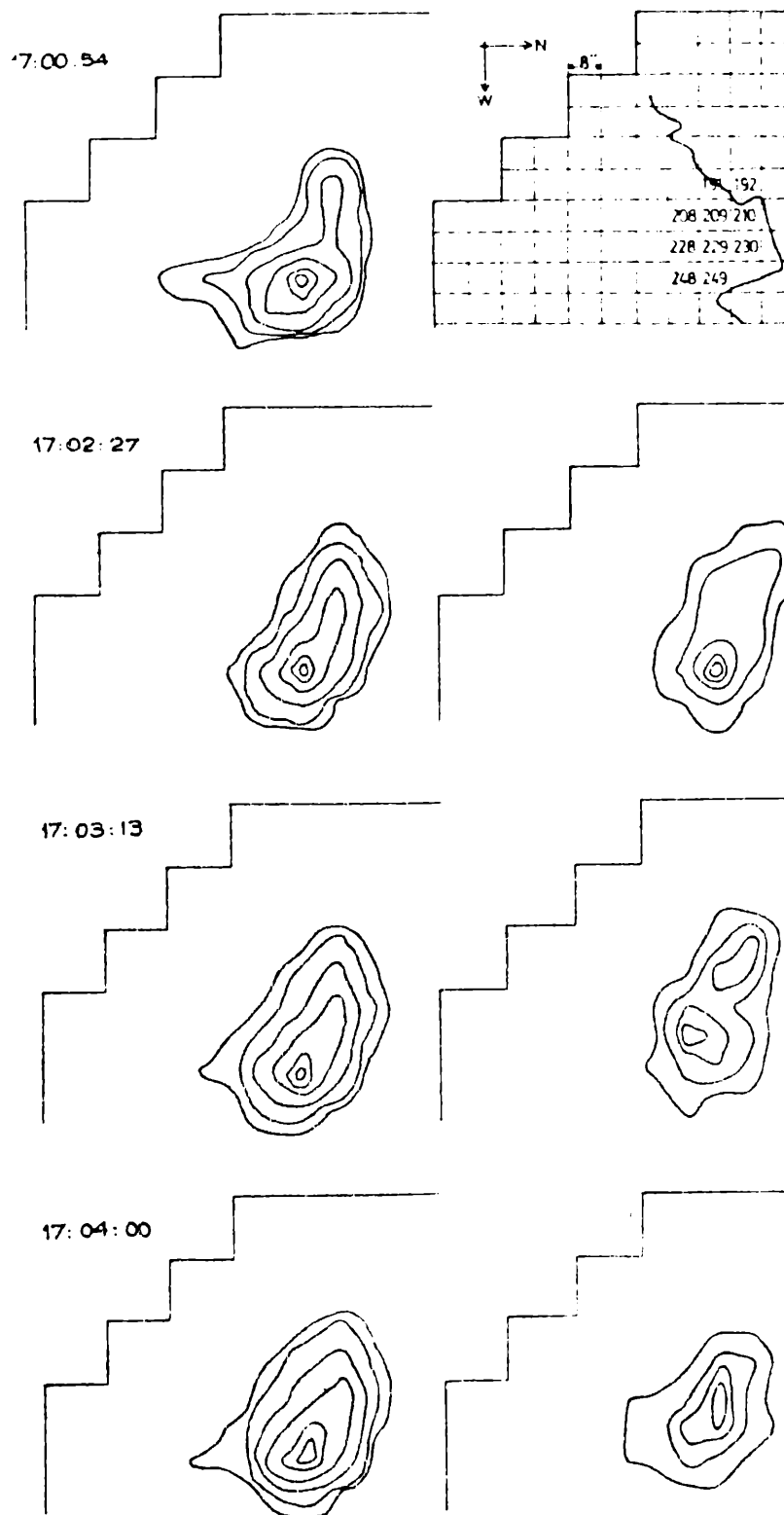


Figura 2: Contornos en rayos X blandos (3.5-5.5 keV) y duros (16-30 keV).

El tiempo de integración es 22.5 segundos. Los niveles de los contornos son 90%, 75%, 50%, 25%, 10% y 5%. El nivel del 100% se indica en cuentas $s^{-1} \text{ pixel}^{-1}$ en el extremo superior izquierdo de cada figura. En el cuadro superior derecho se ha superpuesto la línea neutra del campo magnético sobre los pixels del campo fino.

La Figura 3 presenta las curvas de luz de los pixeles individuales (8"x8") en el rango de energía 3.5-5.5 keV integradas entre 20 y 30 segundos.

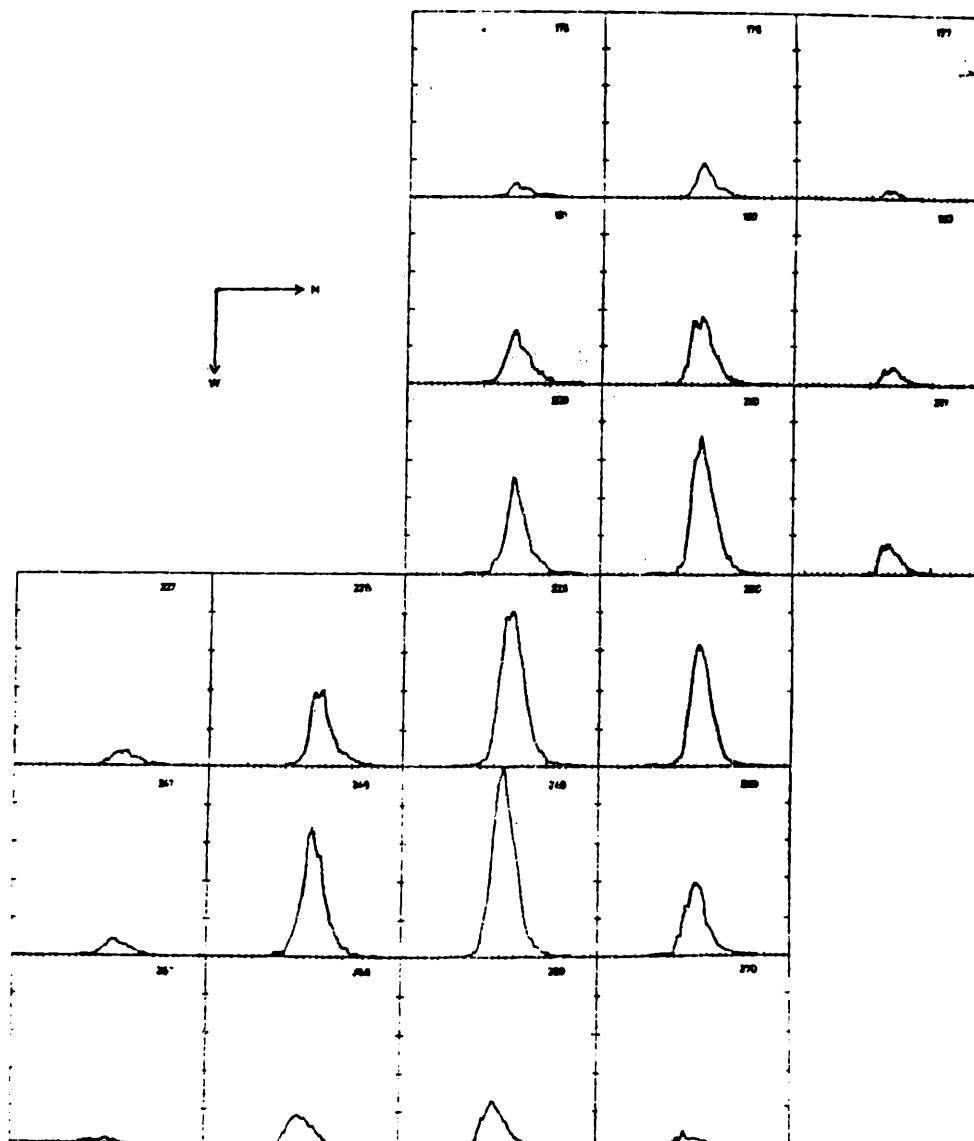


Figura 3: Curvas de luz en rayos X de los pixeles individuales del campo fino del XIS entre 3.5-5.5 keV; las observaciones cubren el período entre 16:48 TU a 17:30 TU y la distancia entre dos líneas verticales corresponden a 1 minuto. El máximo en la escala de contajes en todos los pixeles es de 50 cuentas s^{-1} . La numeración de los pixeles se indica en el extremo superior derecho.

Se ve claramente que el comportamiento temporal de las curvas de luz es distinto para los pixeles que corresponden a los extremos con respecto a los que corresponden a la región L de la estructura magnética. La intensa emisión observada en Fe XXI en la región L (MacNeice et al. 1985) confirma la suposición anterior de que esta zona es la que conecta ambos extremos (A y B).

Un análisis detallado de la Figura 3 muestra:

a) La región A y su extensión hacia el S muestra un abrillantamiento temprano un par de minutos antes del comienzo de la fulguración. Este efecto también se observa en las bandas de mayor energía.

b) Las curvas de luz de los extremos aumentan más rápido que las correspondientes a la parte superior (L), alcanzan su máximo antes y también decaen más rápidamente.

c) La intensidad de la parte superior del loop (L) continúa aumentando alrededor de un minuto después que la intensidad de los extremos ha comenzado a decaer.

La descripción de la fulguración presentada aquí es una imagen simplificada de la región. Sin embargo, nos permite comparar los datos del HXIS con los de MacNeice et al. (1985) y constituye una hipótesis de trabajo útil para estudiar los parámetros físicos que caracterizan el plasma de la fulguración y poder así contribuir a una mejor comprensión sobre las características básicas de liberación primaria de energía.

LIBERACION DE ENERGÍA

Rayos X blandos

En la Figura 4 mostramos el comportamiento temporal de la temperatura (T), medida de emisión (ME) y energía térmica ($E_{\text{térm}}$) del plasma que emite rayos X blandos en toda la

fulguración, obtenidos a partir del cociente del número de cuentas en las bandas de 3.5-5.5 keV y 8.0-11.5 keV. Estos resultados son provistos por el programa de computadora conocido como "programa de predicción del conteo" (CRPP, ver van Beek et al. 1981) que, a partir de la asunción de un espectro de fulguración, predice el conteo que mediría el HXIS en cada una de las seis bandas de energía.

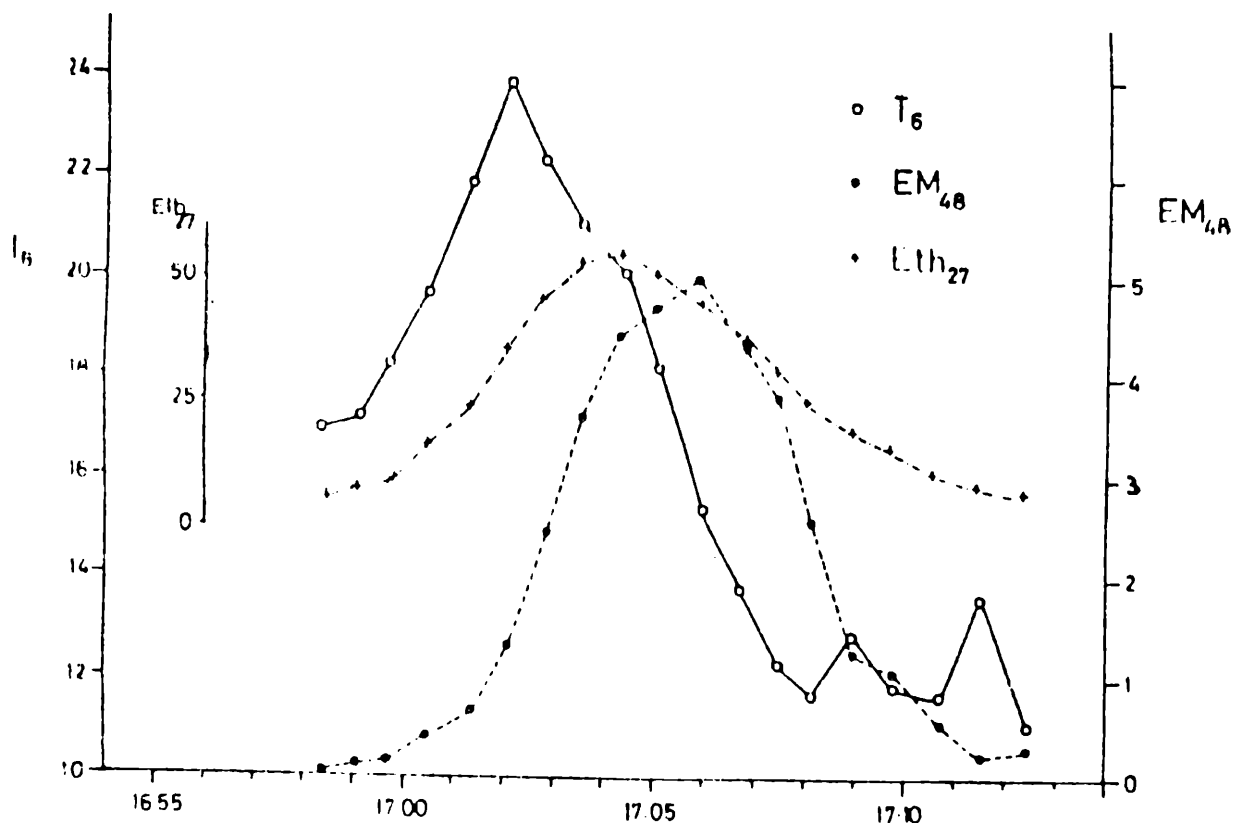


Figura 4: Variación temporal de la temperatura, medida de emisión y energía térmica deducida de las bandas de menor energía del HXIS.

La energía térmica se obtiene de la siguiente expresión:

$$E_{\text{térm}} = \frac{3 ME kT}{n} \quad (1)$$

donde hemos supuesto que la distancia entre los extremos es $L = 18000 \text{ km}$ ($25''$) y la sección es $\sigma = 3.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^2$ (1 pixel²). Para completar la imagen de la fulguración calculamos los parámetros físicos de ambos extremos. Los resultados están listados en la Tabla I. La única estimación posible que pudimos hacer sobre el volumen de los extremos es V alrededor de $(1 \text{ pixel})^3 \approx 10^{26} \text{ cm}^3$.

TABLA I

Parámetros físicos derivados del HXIS

t	T_L	T_A	NE_A	T_B	NE_B
TU	10^6 K	10^6 K	10^{48} cm^{-3}	10^6 K	10^{48} cm^{-3}
16:59:03	15.27	13.9	$0.676 \cdot 10^{-1}$	21.9	$0.214 \cdot 10^{-2}$
16:59:45	19.03	20.1	$0.404 \cdot 10^{-1}$	21.9	$0.234 \cdot 10^{-2}$
17:00:31	26.54	21.1	$0.867 \cdot 10^{-1}$	25.6	$0.916 \cdot 10^{-2}$
17:01:16	32.35	18.5	0.276	24.4	$0.422 \cdot 10^{-1}$
17:02:03	30.26	22.8	0.359	25.4	0.105
17:02:50	24.82	21.6	0.685	20.3	0.234
17:03:36	23.64	19.0	1.153	21.6	0.207
17:04:22	21.52	18.3	1.335	20.1	0.229
17:05:10	19.15	16.2	1.351	17.7	0.228
17:05:56	15.95	14.4	1.451	13.4	0.285
17:06:43	13.16	13.0	1.056	14.2	0.160
17:07:30	12.32	11.2	1.025	12.7	0.125
17:08:13	10.54	9.4	1.188	11.4	0.104

Con estos datos evaluamos el contenido de energía térmica en los extremos obteniendo para el extremo B valores un orden de magnitud menor que los correspondientes a toda la fulguración. Para A obtuvimos sólo la mitad de la energía térmica total pero creemos que sobre el pixel correspondiente al extremo A hay contribución de la emisión del plasma del loop.

Debido a los valores relativamente pequeños de los extremos, tomamos como dato de la energía térmica del loop la calculada para toda el área de la fulguración.

Como la temperatura y medida de emisión son valores promediados sobre toda la fulguración, para tener una mejor estimación de estos parámetros correspondientes al loop, consideramos solamente los pixeles de la parte superior del mismo.

Estamos, entonces, en condiciones de evaluar la energía inyectada en el loop a partir de la siguiente expresión:

$$(\Delta E)_{\text{tér}} = \left[\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{iny}} + P_C + P_R \right] \Delta t \quad (2)$$

La tasa de enfriamiento conductivo se obtiene de:

$$P_C = - 1.1 \cdot 10^{-6} T^{5/2} \frac{\Delta T}{L/2} \sigma \quad (3)$$

donde hemos estado tomando como longitud característica la mitad del loop, T es la temperatura del loop y ΔT es la diferencia entre las temperaturas del loop y de los extremos. La tasa de enfriamiento radiativo se puede expresar como:

$$P_R = ME \phi(T)$$

donde $\phi(T)$ es la función de pérdidas radiativas (Raymond et al. 1976).

En la Tabla II aparecen valores promedios de $E_{\text{tér}}$ y de P_C . En P_C hemos sumado las pérdidas correspondientes a ambos extremos. Los valores de P_R no han sido incluidos en la tabla ya que para las temperaturas y medidas de emisión calculadas resultan un orden de magnitud menor que las otras pérdidas de energía.

TABLA II

Valores de energía térmica y variaciones de energía conductiva y de entalpía.

t	$E_{\text{tér}}$	P_C	P_{EN}
TU	10^{29} erg	10^{27} erg s ⁻¹	10 erg s ⁻¹
16:58:20	0.642		
16:59:03	0.791		
16:59:45	0.970		
17:00:31	1.632	9.56	
17:01:16	2.364	53.60	6.22
17:02:03	3.629	25.91	12.33
17:02:50	4.632	9.80	13.67
17:03:36	5.264	7.55	12.03
17:04:22	5.511	4.10	12.26
17:05:10	5.151	2.93	5.12
17:05:56	4.536	1.72	
17:06:43	3.780		

El contenido de energía del plasma de fulguración disminuye durante la fase de decaimiento, después de las 17:05 TU a una tasa comparable a la del enfriamiento conductivo.

La ganancia neta de energía térmica para el período del pico impulsivo es $= 2.9 \cdot 10^{29}$ erg.

Teniendo en cuenta las pérdidas de energía por conducción obtenemos una energía inyectada total de $4.8 \cdot 10^{30}$ erg. Las pérdidas de energía por conducción fueron calculadas suponiendo la teoría de conducción de calor clásica. Esto es válido cuando el camino libre medio del electrón (1) es

mucho menor que la longitud del gradiente de temperatura (L). Schvarts et al. (1981) mostraron que para $1/L \approx 10^{-2}$ el flujo de calor se reduce aproximadamente la mitad del valor predicho por la teoría clásica.

De acuerdo a Duijveman (1983), el camino libre medio del electrón está dado por:

$$\ell = \frac{9}{8\pi} \frac{k^2}{1^2 n \Lambda} \frac{T_e^2}{m} \quad (5)$$

Con $T = 24 \cdot 10^6 K$ y $n = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ se obtiene para el loop, $l = 10^8 \text{ cm}$, entonces $1/L = 0.056$. Aplicando los factores de corrección dados por Campbell (1983) para este valor de $1/L$ tenemos:

$$P_C = 0.5 P_{\text{clás.}} \quad (6)$$

y la energía total inyectada resulta $2.6 \cdot 10^{30} \text{ erg}$.

La emisión de Ca XIX, observada por el BCS muestra, durante la fase de subida, un ensanchamiento de la línea y una componente corrida hacia el azul. La componente corrida hacia el azul fue observada a partir de las 17:01:30+30" TU con una velocidad de 250 km/s. Fue observada hasta las 17:04:35+30" TU en que la velocidad había caído a 170 km/s.

Este corrimiento al azul visto en Ca XIX observado en la primera fase de la evolución de la fulguración puede ser interpretado como un proceso de evaporación cromosférica (Antonucci et al. 1982, McNeice et al. 1985).

La energía inyectada en el loop por el plasma que sube desde la cromósfera consta de dos términos: la entalpia (P_{EN}) y la energía cinética (P_K).

$$P_{EN} = 5kn' T' v' \sigma \quad (7)$$

$$P_K = (1/2 mn' v'^2) v' \sigma \quad (8)$$

donde todas las cantidades primadas se refieren a los parámetros de los extremos.

Los valores de P_{EN} están tabulados en la Tabla II donde hemos considerado la entalpía transportada por ambos extremos.

Estimaciones de la presión en la parte superior y los extremos del loop satisfacen los requerimientos hidrodinámicos ya que durante la emisión de rayos X duros, la presión en los extremos es mayor que en el tope del loop. La energía cinética P_k no fue tabulada debido a que resulta órdenes de magnitud menor que P_{EN} .

El contenido de energía transportada hacia el loop a través de la entalpía y que contribuye a aumentar su energía térmica es $E_{EN} = 2.1 \cdot 10^{30}$ erg. Restando esta entalpía a la energía total inyectada calculada anteriormente mediante la ecuación (2) obtenemos un exceso de energía de $5 \cdot 10^{29}$ erg.

Emisión de rayos X duros

Con la temperatura deducida de ajustar los contajes en las bandas de baja energía se obtiene un exceso en las bandas de alta energía. Este exceso fue calculado con el CRFP.

Suponiendo que estos contajes adicionales en alta energía (16-30 keV) pueden ser ajustados por una ley de potencias, estimamos el índice espectral γ de la radiación X dura. Los valores obtenidos son sistemáticamente menores que los calculados a partir de los datos de HXRBS (MacNeice et al. 1985).

Con un programa de computadora elaborado por Machado et al. (1985), calculamos la distribución de rayos X duros y la deposición de energía en el loop teniendo en cuenta la interacción de electrones acelerados con blancos delgado y grueso; tomando, tanto para el haz como para el plasma ambiente, parámetros adecuados para la fulguración.

De los resultados de rayos X blandos encontramos que la densidad en el loop durante la fase impulsiva es $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. La intensidad pico a 19 keV (banda 5) es $I(19 \text{ keV}) = 28 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$. Usamos valores de γ entre 6 y 7, que son consistentes con los datos del HXRBS durante los picos de rayos X duros.

Formulamos la hipótesis de que el lugar de liberación primaria de energía se encuentra sobre el extremo A. Supusimos que es la región donde se realiza la reconexión ya que muestra el primer abrillantamiento en las bandas de alta energía y también es la zona más brillante en rayos X duros.

Se tomaron 2 pixeles como la longitud del loop y se calculó la deposición de energía en intervalos de 970 km. En la Tabla III listamos el número total de electrones acelerados F tomando como energía de corte $E_0 = 10, 15$ y 20 keV para γ entre 6 y 7. El criterio de estabilidad de la corriente de retorno para asegurar neutralidad de carga (Machado 1983) nos permite estimar un valor de F dado por:

$$F_{\text{máx}} = 0.5 v_e \sigma n \quad (9)$$

donde $v_e = (kT/m_e)^{1/2}$.

Para estimar $F_{\text{máx}}$ utilizamos los parámetros deducidos de rayos X blandos del HXIS. Obtuvimos $F_{\text{máx}} = 2 \cdot 10^{36} \text{ s}^{-1}$. Este resultado indica que todos los valores de la Tabla III correspondientes a $F(10)$ y $F(15)$ implican corrientes de retorno inestables. Para el contenido de electrones dentro del loop obtuvimos $nV = 10^{37}$, lo que indica nuevamente la incompatibilidad de los parámetros de blanco grueso obtenidos con $E_0 < 15 \text{ keV}$.

TABLA III

Número total de electrones acelerados para distintos índices
espectrales y energías de corte.

	F(10)	F(15)	F(20)
6.0	$6.57 \cdot 10^{37}$	$5.77 \cdot 10^{36}$	$1.03 \cdot 10^{36}$
6.5	$1.05 \cdot 10^{38}$	$7.50 \cdot 10^{36}$	$1.16 \cdot 10^{36}$
7.0	$1.65 \cdot 10^{38}$	$9.63 \cdot 10^{36}$	$1.29 \cdot 10^{36}$

Tuvimos en cuenta la deposición de energía y el calentamiento a lo largo del loop de la fulguración debido al pasaje de electrones acelerados resolviendo la siguiente ecuación de balance de energía:

$$\frac{3}{2} n k \frac{dT}{dt} = \frac{P}{\sigma} (\Delta N \cdot t) - Q_{\text{sat.}}(t) \quad (10)$$

donde $P(\Delta N, t)$ es la tasa de energía depositada a lo largo de la región calentada con densidad de columna N y $Q_{\text{sat.}}$ es el flujo de calor saturado dado por $1/4 \text{ nmv}^3$. Calculamos la temperatura de equilibrio T_{eq} cuando el miembro derecho de la ecuación (10) se anula

$$T_{\text{eq}} = \left(\frac{P(\Delta N \cdot t_{\text{eq}})}{1.34 \cdot 10^{-11} \sigma n} \right)^{2/3} \quad (11)$$

La ecuación (10) es válida mientras la escala de tiempo de calentamiento es menor que el tiempo de respuesta hidrodinámico: $\tau_h = \Delta z / v_s$, donde v_s es la velocidad del sonido.

El comportamiento temporal de la temperatura como solución de la ecuación (10) está dado por:

$$\ln \frac{\lambda + \lambda^{1/2} + 1}{(1 - \lambda^{1/2})^2} - 2\sqrt{3} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2\lambda^{1/2} + 1}{\sqrt{3}} = \frac{3t}{D} + K \quad (12)$$

donde $\lambda = T/T_{eq}$, K es la constante de integración y

$$D = 4.14 \cdot 10^{-16} T_{eq} \sigma n_0 \Delta Z / P(\Delta N, t) \quad (13)$$

La temperatura alcanza asintóticamente el valor de equilibrio T_{eq} para $t = \infty$, nosotros definimos t_{eq} cuando

$\lambda = 0.9$. En la Tabla IV aparecen un conjunto de potencias depositadas a lo largo del loop de la fulguración, los valores de T_{eq} y las correspondientes intensidades de bremsstrahlung térmico a 19 keV para varios valores de E_0 y γ .

TABLA IV

Parámetros del loop calculados para distintos índices espectrales y energías de corte.

γ	E^0 keV	P erg s ⁻¹	T_{eq} 10 K	$I(19 \text{ keV})$ cm ⁻² s ⁻¹ keV ⁻¹
6.0	15	$1.1 \cdot 10^{28}$	24.4	0.37
	20	$1.4 \cdot 10^{27}$	6.2	*
	25	$2.9 \cdot 10^{26}$	2.2	*
6.5	15	$1.4 \cdot 10^{28}$	28.7	0.63
	20	$1.6 \cdot 10^{27}$	6.7	*
	25	$2.4 \cdot 10^{26}$	1.9	*
7.0	15	$1.8 \cdot 10^{28}$	33.9	1.0
	20	$1.8 \cdot 10^{27}$	7.3	*
	25	$3.0 \cdot 10^{26}$	2.2	*

* Estos parámetros no se incluyen porque son despreciables.

Suponiendo que la aceleración de partículas ocurre durante la emisión de rayos X duros, tomamos $\Delta t = 2 \text{ min.}$ que es el FWHM del pico de HXRBS en el rango 25 - 58 keV.

CONCLUSIONES

Analizando la Tabla IV, vemos que T_{eq} es del orden de las temperaturas del loop, obtenidas del cociente de los contejes en rayos X blandos, para $E_0 = 15$ keV y cualquier γ . Sin embargo, las energías depositadas en el loop, para estos casos, se encuentran entre 1.4 y $2.2 \cdot 10^{30}$ erg que son casi un orden de magnitud mayor que la energía neta inyectada que habíamos calculado anteriormente resolviendo la ecuación de balance de energía ($5 \cdot 10^{29}$ erg). La energía de corte igual a 15 keV es excluida debido a que, como se mencionó antes, implica corriente de retorno inestable.

Para cualquier γ y $E_0 = 20$ keV, aún cuando la energía depositada en el loop es consistente con la energía neta inyectada, T_{eq} es muy pequeña para explicar el calentamiento del loop por un proceso de blanco grueso exclusivamente. Para $E_0 = 25$ keV la situación es aún peor ya que T_{eq} es menor que en el caso anterior.

A partir de estas consideraciones deducimos que los electrones acelerados, en su pasaje a través del loop, no calientan el plasma a las temperaturas calculadas de la emisión de rayos X. Consecuentemente, de nuestro análisis concluimos que, con los parámetros razonables utilizados en el cálculo del proceso de bremsstrahlung no-térmico, es imposible suponer que la emisión de rayos X en el rango 10-30 keV es debida a mecanismos de blanco grueso. La emisión de rayos X duros en el extremo B hace necesaria la existencia de electrones acelerados aunque esta energía liberada debe ser una pequeña fracción de la energía total liberada en la fase impulsiva de la fulguración. El proceso más importante en el calentamiento del plasma del loop podría ser, entonces, la conducción térmica proveniente de fuentes a alta temperatura situadas sobre el extremo A.

Estas regiones calientes ya han sido observadas por Hoyng et al., 1981; Duijveman, 1983; Machado et al., 1982 y Machado, 1983. Esta descripción es consistente con las observaciones de rayos X duros ya que, como se muestra en la Figura 2, la región de emisión más intensa está localizada en el extremo A. Como conclusión, para explicar las observaciones, son necesarios ambos procesos: la aceleración de partículas y el fuerte calentamiento en regiones localizadas.

REFERENCIAS

- Acton, L.W. et al. 1980, Solar Phys. **65**, 5.
- Antonucci, E.; Gabriel, A.H.; Acton, L.W.; Culhane, J.L.; Doyle, J.G.; Leibacher, J.W.; Machado, M.E.; Orwig, L.E. y Rapley, C.G. 1982, Solar Phys. **78**, 107.
- Campbell, P.M. 1984, Phys. Rev. **A30**, 365.
- Duijveman, A. 1983, Solar Phys. **84**, 189.
- Hoyng, P.; Duijveman, A.; Machado, M.E.; Rust, D.M.; Svestka, Z.; Boelee, A.; de Jager, C.; Frost, K.J.; Lafleur, H.; Simnett, G.M.; van Beek, H.F. y Woodgate, B.E. 1981, Astrophys. J. Letters **246**, L155.
- MacNeice, P.; Pallavicini, R.; Mason, H.E.; Simnett, G.M.; Antonucci, E.; Shine, R.A., Rust, D.M.; Jordan, C.; Dennis, B.R. 1985, preprint.
- Machado, M.E. 1983, Solar Phys. **89**, 133.
- Machado, M.E.; Duijveman, A. y Dennis, B.R. 1982, Solar Phys. **79**, 85.
- Machado, M.E.; Rovira, M.G. y Sneibrun, C.V. 1985, Solar Phys. (en prensa).
- Orwig, L.E.; Frost, K.J. y Dennis, B.R. 1980, Solar Phys. **65**, 25.

- Raymond, J.C.; Cox, D.P. y Smith, B.W. 1976, *Astrophys. J.* **204**, 290.
- Shvarts, D.; Delettrez, J.; McCrory, R.L. y Verdon, C.F. 1981, *Phys. Rev. Letters* **47**, 247.
- Van Beek, H.F.; Hoyng, P.; Lafleur, H. y Simnett, G.M. 1980, *Solar Phys.* **65**, 39.
- Van Beek, H.F.; de Jager, C.; Fryer, R.; Schadee, A.; Svestka, et al. 1981, *Astrophys. J. Letters* **244**, L157.